Der elektrische Durchschlag von festen Isolatoren*.

Von

KARL WILLY WAGNER.

Mit 30 Textabbildungen.

(Eingegangen am 7. April 1948.)

Übersicht. 1. Vorbemerkungen. — 2. Die Entstehung der Idee vom Wärmedurchschlag. — 3. Durchschlagkennlinien. — 4. Theorie des Wärmedurchschlags. — 5. Der Einfluß des elektrischen Feldes. — 6. Abhängigkeit des Durchschlags von der Zeit. — 7. Der Durchschlag bei Wechselspannung. — 8. Frequenzgang der Durchschlagspannung. — 9. Schlußwort.

1. Vorbemerkungen.

Als ich meine Laufbahn als Elektroingenieur begann, es sind heute 45 Jahre her, war der elektrische Durchschlag ein wesentliches Sorgenkind der Konstrukteure elektrischer Anlagen. Dies galt besonders für die Kraftübertragungen mit Hochspannung, die man damals in größerem

* Nach Vorträgen gehalten im Winter 1947 an den Technischen Hochschulen in Stockholm und Gotenburg und am Physikalischen Institut der Universität in Uppsala.

Maßstabe einzuführen begann. Hier war es oft genug die Sorge vor dem elektrischen Überschlag und Durchschlag, die die Höhe der benutzbaren Spannung begrenzte. Über den physikalischen Vorgang beim elektrischen Durchschlag wußte man so gut wie nichts. In Analogie zur mechanischen Zerreißfestigkeit sprach man von einer elektrischen Durchschlagfestigkeit; man stellte sich vor, daß beim Erreichen einer bestimmten elektrischen Feldstärke in dem Isolierstoff eine mechanische Zerstörung eintritt und dadurch dem Funken der Weg gebahnt wird. Sehr erschwert wurde die Erforschung des Durchschlagsvorganges durch die große Streuung der Durchschlagspannungen, die man an gleichartigen Probestücken maß; dazu kam noch, daß die durch viele Versuche mühsam bestimmten Durchschlagsfeldstärken auch noch von der Gestalt und der Dicke der Probestücke und mancherlei anderen unübersichtlichen Umständen abhingen.

Etwas Ordnung in dieses Chaos zu bringen gelang zuerst beim Durchschlag von Gasen. JOHN S. TOWNSEND zeigte in seinen grundlegenden Arbeiten über die Bewegung von Elektronen in Gasen, wie durch den Zusammenstoß von Elektronen mit neutralen Molekülen diese in Ionen und Elektronen zerlegt werden, wenn das elektrische Feld ausreicht, den Elektronen eine hinreichend große kinetische Energie zu erteilen. Es gibt dann eine kritische Feldstärke, bei der der Elektronenstrom lawinenartig unbegrenzt ansteigt und der Durchschlag in Gestalt eines Funkens eintritt. Durchschläge dieser Art beobachtet man auch in Flüssigkeiten, wenngleich hier noch gewisse Komplikationen hinzukommen, besonders durch Verunreinigungen und durch die unter dem Einfluß des Feldes entstehenden Flüssigkeitsbewegungen. Auch in festen Isolierstoffen können durch Stoßionisierung Ionenlawinen in Gang gesetzt und so Durchschläge hervorgebracht werden. In vielen technisch wichtigen Fällen beruht aber der Durchschlag auf einem wesentlich anderen physikalischen Vorgang, nämlich auf einem Labilwerden des thermisch-elektrischen Gleichgewichtes im Isolierstoff. Im folgenden gebe ich einen Überblick über die Durchschlagserscheinungen in festen Isolierstoffen. Ich werde mich in dieser Darlegung im wesentlichen an die historische Entwicklung halten, da man hierbei am leichtesten den komplizierten Sachverhalt übersehen kann.

2. Die Entstehung der Idee vom Erwärmungsdurchschlag.

Den Anstoß zur Beschäftigung mit dem Durchschlagproblem erhielt ich um 1905 während meiner Tätigkeit in einem Forschungslaboratorium der Siemens-Schuckertwerke in Berlin. Die Firma hatte für eine Kraftübertragung die Hochspannungskabel für 10000 V Drehstrom zu liefern und die Herstellung auf zwei ihrer Fabriken verteilt. Die Konkurrenz wirkte sich auch hier förderlich aus; jedes der beiden Werke war bestrebt, die besseren Kabel zu bauen. Es gab Kontroversen, die die Geschäftsleitung veranlaßten, das Forschungslaboratorium mit einer eingehenden Prüfung der Kabel zu beauftragen. Es wurde eine große Zahl von Kabelproben angeliefert und mir fiel die Aufgabe zu, ihre Durchschlagfestigkeit zu bestimmen. Mir wurde bald klar, daß aus dieser Untersuchung nicht viel herauskommen konnte, wenn man sich auf die damals übliche Art der Messung von Durchschlagspannungen beschränkte: Man steigerte dabei die angelegte Spannung in einem bestimmten Tempo, bis der Durchschlag eintrat; dieser Versuch wurde an etwa 10 gleichen Probestücken wiederholt und das Mittel aus den einzelnen Durchschlagspannungen gebildet. Wegen der großen Streuung der Einzelwerte war der Mittelwert so unsicher, daß feinere Qualitätsunterschiede daraus nicht erkennbar waren.

Um einen etwas genaueren Einblick zu bekommen, habe ich die Spannung am Kabel stufenweise gesteigert und jedesmal die dabei eintretende Erwärmung gemessen. Bild 1 veranschaulicht einen solchen Versuch; als Abszisse ist die Zeit t, als Ordinate die Temperatur ϑ im Kabel aufgetragen. Gemessen wurde die Temperatur mittels der beim Versuch eintretenden Widerstandserhöhung des einen geerdeten Leiters; man erhält so den Durchschnitt der Temperatursteigerung auf der etwa 5 m langen Probe. Die Temperatur wächst ungefähr nach einem Exponentialgesetz und nähert sich asymptotisch einem Endwert, solange die Beanspruchung unterhalb der Durchschlagspannung liegt, z. B. dem Wert ϑ_1 für die Spannung U_1, dem Wert ϑ_2 für die Spannung U_2, usw. Der Versuch wurde mit gleichbleibender Spannung solange fortgesetzt, bis die Endtemperatur praktisch erreicht war (Zeiten t_1, t_2). Dann erst wurde die Spannung um einen

festen Betrag erhöht. Schließlich trat bei einer bestimmten Spannung (in Bild 1 bei U_3) ein Zustand ein, bei dem die Temperatur zuerst auch einem Endwert zuzustreben scheint, dann aber nach oben umbiegt und immer rascher wächst, bis schließlich ein Durchschlag eintritt (Zeitpunkt t_3). U_3 ist dann die Durchschlagspannung U_d.

Tatsächlich ließ sich durch diese Versuchsmethodik ein brauchbares Urteil über den Wert verschiedener Herstellungsverfahren, über die Gleichmäßigkeit der Erzeugnisse, über den Einfluß bestimmter Rohstoffe und andere praktisch wichtige Umstände in der Kabelfabrikation gewinnen. Als Nebenprodukt ergab sich eine bestimmte Vorstellung vom Durchschlagsvorgang. Sie gründet sich auf die folgenden Beobachtungen.

Wurde der Versuch während des steilen Temperaturanstieges durch Abschalten der Spannung unterbrochen (etwa im Zeitpunkt t' in Bild 1), also bevor das Kabel durchschlagen war,

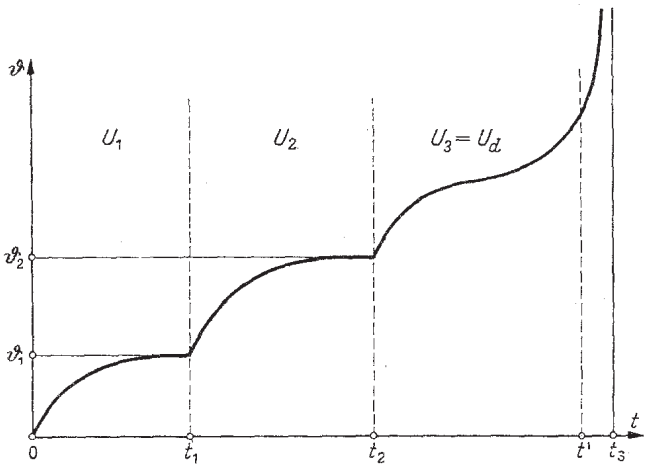


Bild 1. Zeitlicher Anstieg der Temperatur im stabilen und labilen Zustand in einem Hochspannungskabel.

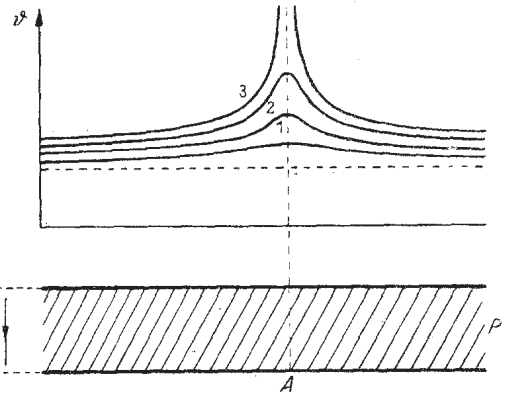


Bild 2. Ausbildung einer örtlich begrenzten heißen Stelle als Vorbereitung des Durchschlags.

so zeigte sich regelmäßig an einer eng begrenzten Stelle des Kabels eine besonders starke Erwärmung. Sie ließ sich schon durch Befühlen des Bleimantels auffinden. Es war die Stelle, an der das Kabel durchschlagen worden wäre, wenn man den Versuch genügend lange fortgesetzt hätte. Die Ausbildung solcher heißen Stellen („hot spots") an dem Ort, wo später der Durchschlag eintritt, war auch schon von anderer Seite festgestellt worden. Etwas sehr Merkwürdiges ergab sich jedoch, wenn man den Durchschlagversuch an demselben Kabelstück wiederholte, nachdem es sich vollständig abgekühlt hatte. Wieder bildete sich als Vorbereitung des Durchschlags eine heiße Stelle aus, jedoch fast immer an einem anderen Ort. Es ergab sich, daß die Lage dieser Stelle eine zufällige war und jedenfalls nicht durch Fabrikationsfehler bestimmt wurde. Solche Fehler zeigten sich übrigens dadurch an, daß der Durchschlag bei einer niedrigeren Spannung auf einer stabilen Stelle der Temperaturkurve plötzlich eintrat, ohne daß ein hot spot vorher gebildet wurde. Man konnte aber auch die Entstehung eines hot spot an einer bestimmten Stelle erzwingen, indem man die natürliche Wärmeableitung vom Kabel an dieser Stelle verschlechterte, z. B. durch Umwickeln des Kabels mit einem Lappen.

Auf Grund dieser Beobachtungen entstand schon damals die folgende Vorstellung von dem Durchschlagsvorgang (Bild 2). Es sei P eine Isolierstoffplatte, an der die Spannung U liegt. Unter dem Einfluß der Spannung erwärmt sich die Platte; bei Gleichspannung durch die vom Isolationsstrom erzeugte Joulesche Wärme; bei Wechselspannung tritt hierzu noch die Erwärmung durch dielektrische Verluste. In einem gleichförmigen Stoff und bei gleichmäßigen Abkühlungsverhältnissen wird die Übertemperatur ϑ überall den gleichen Wert haben. In der Regel wird jedoch infolge irgendwelcher Unregelmäßigkeiten, vielleicht auch ganz zufällig, die Übertemperatur an gewissen Stellen A ein wenig höher sein als in der Umgebung (Bild 2, Kurve 1). Da die Leitfähigkeit der Isolierstoffe mit wachsender Temperatur abnimmt, entsteht an solchen Stellen ein größerer Leistungsverbrauch. Dadurch besteht die Tendenz zu noch stärkerer Erwärmung des Isolierstoffs bei A, so daß die höhere Temperatur dort aufrecht

erhalten oder womöglich noch verstärkt wird. Eine solche Verstärkung tritt sicher ein, wenn die angelegte Spannung vergrößert wird; man erhält dann die Temperaturkurve 2. Bei weiterer Vergrößerung der Spannung ergibt sich schließlich ein Zustand, bei dem ein Gleichgewicht zwischen der bei A erzeugten und der von dort an die Umgebung abgeführten Wärme nicht mehr möglich ist. Die Temperatur wächst dann beständig weiter (Bild 2, Kurve 3) bis der Stoff an dieser Stelle durch die übermäßige Strombelastung zerstört wird. Der Durchschlag besteht also in einem Labilwerden des thermisch-elektrischen Gleichgewichts.

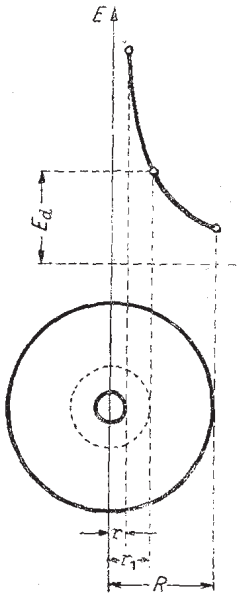


Bild 3. Örtlich begrenzte Überbeanspruchung in dem *inhomogenen* Feld eines konzentrischen Kabels.

Daß die elektrische Feldstärke mit dieser Art des Durchschlages unmittelbar nichts zu tun hat, lehrte der folgende Versuch (Bild 3). Für ein konzentrisches Kabel mit verhältnismäßig dünnem Innenleiter (Radius r) wurde die Durchschlagspannung gemessen und daraus die Verteilung der Feldstärke berechnet. Sie ist in Bild 3 oben dargestellt. Bis zum Radius r_1 überschreitet die Feldstärke den Wert der Durchschlagsfeldstärke E_d, der für plattenförmiges Material gilt. Nun wurde ein solches Kabel viele Stunden lang einer Spannung ausgesetzt, die nur wenig unterhalb der Durchschlagspannung lag. Dabei war also der Isolierstoff zwischen dem Innenleiter und einem etwas unter r_1 liegenden Durchmesser während dieser Zeit Feldstärken ausgesetzt, die zum Teil erheblich oberhalb der Durchschlagsfeldstärke E_d lagen. Wenn die Höhe der Feldstärke für den Zusammenbruch des Materials maßgebend wäre, hätte die Isolierstoffschicht zwischen r und r_1 bei dem besprochenen Versuch irgendwie beschädigt werden müssen, mindestens in der dem Innenleiter anliegenden Schicht, wo die Feldstärke über $2E_d$ betragen hatte. Dies war auch die Ansicht vieler Sachverständiger. Tatsächlich erwies sich der Isolierstoff jedoch als völlig intakt, auch in den innersten Schichten. Dies ließ sich im vorliegenden Falle sehr einfach feststellen, da die Isolierung aus übereinander gewickelten Papierbändern besteht und man nur die äußeren Schichten abzuwickeln braucht. Der Augenschein zeigte keinerlei Veränderung der inneren Schichten; daß sie auch elektrisch in Ordnung waren, wurde gleichfalls festgestellt, indem man das innere Restkabel, das also einen äußeren Radius kleiner als r_1 hatte, mit einer Stanniolhülle versah und die Durchschlagspannung zwischen dieser Hülle und dem Innenleiter maß. Es ergaben sich dabei die normalen Werte, die man für neue Kabel mit dem gleichen Innen- bzw. Außendurchmesser erhält.

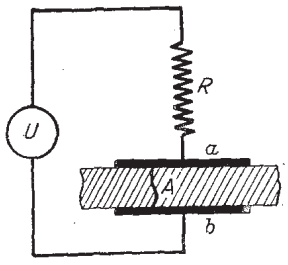


Bild 4. Mit dieser Anordnung kann man nur den stabilen Teil der Durchschlagskennlinie beobachten.

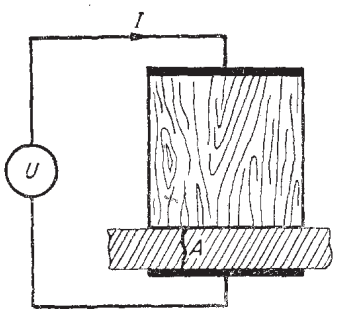


Bild 5. Anordnung zur Aufnahme einer vollständigen Durchschlagskennlinie über den Durchschlagspunkt hinaus.

3. Durchschlagskennlinien.

In jenen Jahren war es mir nicht möglich, die Idee vom Wärmedurchschlag durch weitere Versuche und theoretische Überlegungen auszugestalten, da sich viele andere Aufgaben vordrängten und mich ganz in Anspruch nahmen. Erst als ich im Herbst 1913 zur Physikalisch-Technischen Reichsanstalt kam, ergab sich die Gelegenheit zur Fortführung der Versuche. Es galt zunächst die grundlegende Idee vom Labilwerden des thermisch-elektrischen Zustandes als Durchschlagsursache nachzuprüfen. Wenn es gelang, die Labilität zu verhindern, so mußte es möglich sein, die Beanspruchung des Stoffes weit über die Durchschlagsgrenze zu erhöhen, ohne daß ein Durchschlag eintrat. Der nächstliegende Gedanke, die Stabilität durch das Vorschalten eines hinreichend hohen Ohmschen Widerstandes zu erzwingen, führte nicht zum Ziel. Bei dieser Anordnung (Bild 4) reicht nämlich die in dem elektrischen Felde zwischen den Elektroden a und b aufgespeicherte Energie aus, einen Kanal A, wo der Zustand labil wird,

mit soviel Strom zu speisen, daß der Durchschlag bei A eintritt. Dies läßt sich aber verhindern, wenn man die eine Elektrode nicht aus Metall, sondern aus einem Halbleiter herstellt (Bild 5). Am besten nimmt man Holz, das in Richtung der Fasern vom Strom durchflossen wird. Durch die geringe Leitfähigkeit des Holzes senkrecht zu den Fasern wird verhindert, daß eine Labilitätsstelle A von der Seite her mit Strom gespeist wird.

Mit dieser Anordnung erhält man die Durchschlagskennlinie des Isolierstoffs auf folgende Weise (Bild 6). Man bestimmt zunächst die Spannungs-Stromkennlinie OBG der Gesamtanordnung, dann die Kennlinie OAH der Holzelektrode allein. Für eine gegebene Stromstärke I ist U_{h+i} die Spannung an der Gesamtanordnung, U_h die Spannung an der Holzelektrode; folglich ist

$$U = U_{h+i} - U_h$$

die Spannung am Isolierstoff. Trägt man I als Funktion von U auf, so erhält man die Kennlinie des Isolierstoffs (Bild 7). Den stabilen Teil OPS der Kennlinie kann man auch mit Metallelektroden aufnehmen. Bei S wird der Zustand labil, es erfolgt der Durchschlag. Der oberhalb von S liegende Teil SQ der Kennlinie entspricht labilen Zuständen und ist mit Metallelektroden nicht erreichbar. Die höchste am Isolierstoff überhaupt mögliche Spannung ist die am Umkehrpunkt S der Kennlinie eintretende Durchschlagspannung U_d; bei weiterer Strombelastung nimmt die Spannung wieder ab. Zu jeder kleineren Spannung U_1 gehört ein stabiler Punkt P der Kennlinie mit der Stromstärke I_1 und ein labiler Punkt Q mit der viel größeren Stromstärke I_1'.

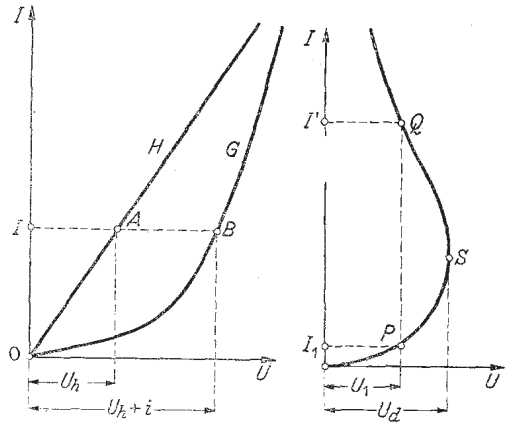
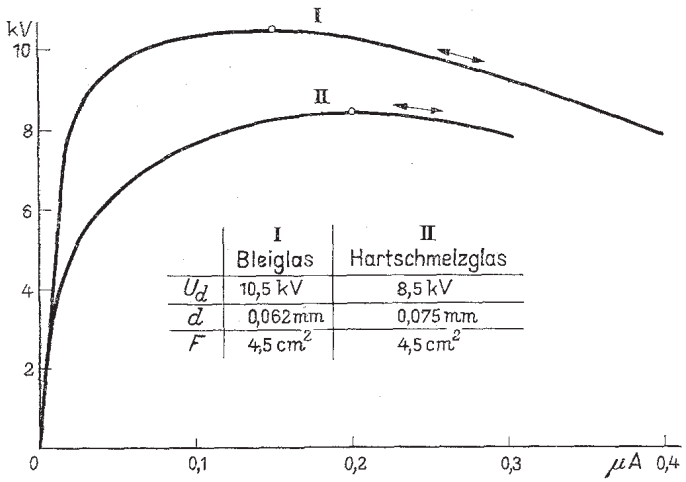


Bild 6.

Bild 7.

Bild 6. Zur Bestimmung einer Durchschlagskennlinie.

Bild 7. Durchschlagskennlinie. P bezeichnet einen stabilen, Q einen labilen Zustand bei derselben Spannung U_1. S ist der Durchschlagspunkt.



	I Bleiglas	II Hartschmelzglas
U_d	10,5 kV	8,5 kV
d	0,062 mm	0,075 mm
F	4,5 cm²	4,5 cm²

Bild 8. Durchschlagskennlinien von Platten aus Bleiglas und Hartschmelzglas.

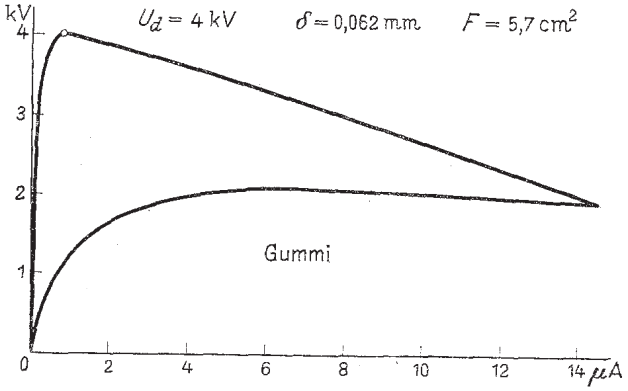


Bild 9. Durchschlagskennlinien einer dünnen Gummischicht.

Kennlinien dieser Art wurden an vielen Isolierstoffen bis weit in den labilen Teil hinein gemessen[1]. Bild 8 zeigt die an dünnen Platten von Bleiglas und von Hartschmelzglas erhaltenen Kennlinien. Wird die Kennlinie bis weit über den Durchschlagspunkt hinaus aufgenommen, so kann bei der gewählten Anordnung zwar kein Durchschlag im gewöhnlichen Sinne eintreten; manche Isolierstoffe werden aber dabei durch die übermäßige Strombelastung verdorben. Man erkennt das bei durchsichtigen Stoffen durch die Bildung von Flecken und Trübungen; auch erhält man beim Rückgang mit der Strombelastung nicht mehr die ursprüngliche Kennlinie, sondern eine solche mit kleinerer Spannung. Bild 9 zeigt dies für eine Gummifolie. Bei

[1] K. W. WAGNER: Der physikalische Vorgang beim elektrischen Durchschlag von festen Isolatoren. S.ber. preuß. Akad. Wiss., physik.-math. Kl. (1922) S. 438. — The physical nature of the electrical breakdown of solid dielectrics. J. Amer. Inst. electr. Eng. Bd. 61 (1922) S. 1034, (nach einem Vortrag vor dem Am. Inst. of El. Eng. in Chicago im April 1922).

Glasplatten fällt die rückwärts durchlaufene Kennlinie mit der vorwärts durchlaufenen stets zusammen; belastet man die Platten zu stark, so zerspringen sie infolge der ungleichförmigen Erwärmung. Mit diesen Kennlinienaufnahmen ließ sich ein guter Einblick in die physikalischen Vorgänge beim Wärmedurchschlag gewinnen und konnte jedenfalls die Richtigkeit der seiner Erklärung zugrunde gelegten Vorstellungen erwiesen werden. Ihrer weiteren Vertiefung dienten die theoretischen Überlegungen, über die ich jetzt berichten will, sowie die experimentelle Prüfung ihrer Ergebnisse. Diese auch schon 1913 begonnenen Arbeiten erlitten mehrfach größere Unterbrechungen; zuerst durch den 1. Weltkrieg, dann durch Änderungen meiner Berufstätigkeit.

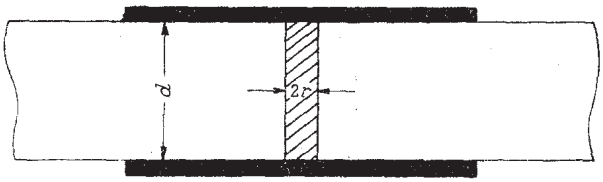


Bild 10. Durchschlagskanal; idealisiert.

4. Theorie des Wärmedurchschlags.

Die Theorie muß von der beobachteten Tatsache ausgehen, daß dem elektrischen Durchschlag eine lokal begrenzte höhere Erwärmung des Isolierstoffes vorangeht. Um die Überlegungen einfach zu gestalten, grenzen wir aus der beanspruchten Schicht des Isolierstoffes einen zylindrischen Kanal ab, der von Elektrode zu Elektrode geht und den Radius r haben möge (Bild 10). Dieser Kanal bezeichne die Stelle, an der infolge irgendwelcher Ungleichförmigkeiten die Erwärmung etwas höher ist, als in der Umgebung. Ist d die Dicke des Isolierstoffs, $\varkappa$ seine Leitfähigkeit, so ist

$$R = \frac{d}{\pi r^2 \varkappa} \tag{1}$$

der Ohmsche Widerstand des Kanals. Die bei der Spannung U_1 im Kanal erzeugte Joulesche Wärme beträgt

$$N_1 = \frac{U_1^2}{R} = \frac{\pi r^2 \varkappa U_1^2}{d}. \tag{2}$$

Es sei ferner ϑ die Übertemperatur im Kanal gegenüber seiner Umgebung, k die Wärmeleitfähigkeit. Dann ist

$$N_2 = 2\pi r d k \vartheta \tag{3}$$

die aus dem Kanal durch seine Oberfläche abgeführte Wärme.

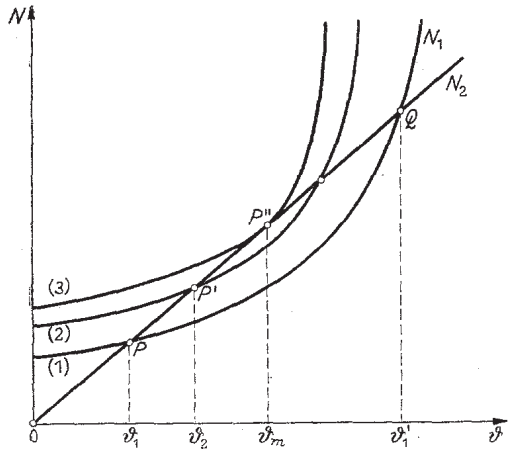


Bild 11.
Zur Erklärung des elektrischen Wärmedurchschlags.

Die Leitfähigkeit $\varkappa$ nimmt mit wachsender Temperatur stark zu; dasselbe gilt also auch von der erzeugten Wärmeleistung N_1. In Bild 11 ist diese Größe als Funktion von ϑ durch die Kurve 1 dargestellt. Die abgeführte Wärme N_2 wird in diesem Bild durch eine durch den Nullpunkt gehende Gerade veranschaulicht. Sie schneidet die Kurve N_1 in den Schnittpunkten P und Q, die den Temperaturen ϑ_1 und ϑ_1' entsprechen. In P und Q herrscht also Gleichgewicht zwischen erzeugter und abgeführter Wärme. Man überzeugt sich leicht davon, daß P einen stabilen, dagegen Q einen labilen Zustand beschreibt; denn bei jeder zufällig eintretenden Temperaturänderung in der Umgebung von ϑ_1 läuft der Zustand wieder in den Punkt P zurück; während eine Störung des Wärmegleichgewichtes in Q sich weiter vergrößert.

Wird die Spannung von U_1 auf U_2 vergrößert, so verlagert sich die Kurve der erzeugten Wärme nach (2) und der Punkt des stabilen Zustandes nach P'; diesem entspricht die Temperatur ϑ_2. Bei weiterer Spannungserhöhung wird ein Zustand erreicht, wo die Kurve (3) der erzeugten Wärme N_1 die Gerade N_2 tangiert (Punkt P'', entsprechend der Temperatur ϑ_m). Hier tritt der Durchschlag ein, weil die geringste Temperaturerhöhung über ϑ_m hinaus N_1 schneller wachsen läßt als N_2.

Der Durchschlagspunkt P'' wird, wie Bild 11 erkennen läßt, durch die Bedingung

$$\frac{\mathrm{d}N_1}{\mathrm{d}\vartheta} = \frac{\mathrm{d}N_2}{\mathrm{d}\vartheta} \tag{4}$$

gekennzeichnet. Um sie auszuwerten, muß man einen Ansatz für die Abhängigkeit der Leitfähigkeit $\varkappa$ von der Temperatur ϑ machen; alle anderen Größen in Gl. (2) hängen von der Temperatur nicht ab.

Ein Ansatz, der den experimentell gefundenen Temperaturgang der elektrischen Leitfähigkeit von Isolierstoffen gut wiedergibt, ist

$$\varkappa = \varkappa_0 \, \mathrm{e}^{\beta\vartheta}. \tag{5}$$

Mit ihm wollen wir die weiteren Überlegungen durchführen[1]. Mit Benutzung der Ausdrücke Gl. (2), (3) u. (5) folgt aus Gl. (4)

$$\vartheta_m = \frac{1}{\beta} \tag{6a}$$

und

$$U_d = d \sqrt{\frac{2k}{\varkappa_0 r \beta \mathrm{e}}}. \tag{6b}$$

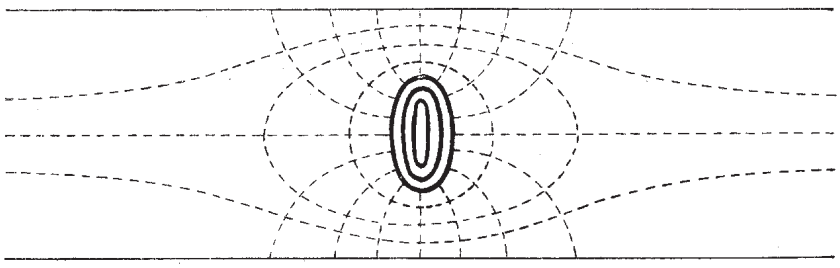


Bild 12. Wärme- und Strömungsverteilung im Gebiet einer heißen Stelle, die sich zum Durchschlagskanal entwickeln kann.

U_d, die Durchschlagspannung ist diejenige Spannung U, bei der die Kurve N_1 an der Geraden N_2 tangiert; sie ergibt sich, wenn man $N_1 = N_2$ setzt und für ϑ den aus Gl. (6a) folgenden Wert einführt.

Unbestimmt ist zunächst der Radius r des Kanals, in dem der Durchschlag eintritt. Es ist sinnvoll, ihn der Dicke d der Isolierstoffplatte proportional zu setzen:

$$r = \gamma d \tag{7}$$

γ ist also eine Konstante. Denn wegen der schlechteren Wärmeabfuhr wird der hot spot in dem dickeren Material entsprechend ausgedehnter sein; dies wird auch tatsächlich beobachtet.

Die von uns angenommene Zylinderform des Kanals ist für die Rechnung die einfachste Form, aber sonst unwesentlich. Bei Annahme von anderen sinnvollen Formen ändern sich die Ergebnisse nur um Faktoren von der Größenordnung 1. Die wirkliche Form des hot spot dürfte einem Rotationsellipsoid nahekommen, wie in Bild 12 angedeutet, wo auch noch die Linien der Wärmeströmung eingezeichnet sind. Da der hot spot eine elektrisch besser leitende Enklave darstellt, ziehen sich auch die elektrischen Stromlinien dorthin zusammen.

Aus Gl. (6b) u. (7) folgt

$$U_d = \sqrt{d} \sqrt{\frac{2k}{\varkappa_0 \gamma \beta \mathrm{e}}}. \tag{8}$$

---

[1] Man kann, wie ich früher gezeigt habe, auch andere Ansätze machen, z. B.

$$\varkappa = \varkappa_0 \left(\frac{T}{T-\vartheta}\right)^{\alpha} \quad \text{oder} \quad \varkappa = \varkappa_0 \left(\frac{T+\vartheta}{T}\right)^{\alpha}.$$

Sie führen im wesentlichen zu denselben Ergebnissen wie Gl. (5). α und T sind Festwerte, ebenso wie β in Gl. (5).

Die Größen unter der zweiten Wurzel rechts sind sämtlich Festwerte; die Durchschlagspannung U_d wächst mithin proportional der Wurzel aus der Plattendicke, was mit vielen Beobachtungen übereinstimmt, wenn man sehr dünne Folien ausschließt, bei denen die im folgenden beschriebenen Verhältnisse maßgebend sind[1].

5. Der Einfluß des elektrischen Feldes.

Die im vorhergehenden Abschnitt 2 gemachte Feststellung, daß die elektrische Feldstärke nicht unmittelbar, sondern nur auf dem Wege über die Wärmeerzeugung den Durchschlag hervorruft, hat natürlich nur eine begrenzte Gültigkeit. Sehr starke Felder, die nur kurze Zeit wirken, wo also noch keine nennenswerte Erwärmung im Isolierstoff eintreten kann, bewirken den Durchschlag durch eine Art Stoßionisierung. Wenn die Bedingungen für diese erfüllt sind, entwickelt sich der Durchschlag in einer sehr kurzen Zeit, genau wie in Gasen.

Zwischen dem reinen Wärmedurchschlag und dem rein elektrischen Durchschlag gibt es ein Gebiet, wo sowohl die Wärmeerzeugung, als auch die unmittelbare Wirkung des elektrischen Feldes den Durchschlag beeinflußt. Die Untersuchung des Überganges vom Wärmedurchschlag zum elektrischen Durchschlag ist theoretisch interessant und praktisch wichtig. Einen Ansatz, der dies ermöglicht, verdanken wir W. ROGOWSKI[2]. Er lautet mit einer unwesentlichen Änderung

$$R = R_0\, e^{-\beta\vartheta}\left(1-\frac{E}{E_0}\right)^2, \qquad \text{bzw.} \qquad \varkappa = \varkappa_0 \frac{e^{\beta\vartheta}}{\left(1-\frac{E}{E_0}\right)^2}. \tag{9}$$

In diesem Ansatz bedeutet E die elektrische Feldstärke im Isolierstoff. Bei einer bestimmten Feldstärke E_0 wird die Leitfähigkeit $\varkappa$ unendlich groß, d.h. der Widerstand R wird null. E_0 ist mithin die „Durchschlagsfeldstärke" in dem Sinn, wie dieser Ausdruck früher gebraucht wurde; er hat hier die Bedeutung, daß beim Anlegen der Feldstärke E_0 der Isolierstoff sofort durchschlägt, ohne sich vorher zu erwärmen.

Wenn die auf den Isolierstoff wirkende Feldstärke

$$E = \frac{U}{d} \tag{9a}$$

kleiner als E_0 ist, kann der Durchschlag wieder wie früher durch das Labilwerden des Gleichgewichtes zwischen erzeugter und abgeführter Wärme eintreten. Dieser Zustand tritt jetzt schneller ein, weil die Leitfähigkeit entsprechend Gl. (9) von vornherein größer ist. Wir können alle unsere früheren Ergebnisse benutzen, wenn wir statt $\varkappa_0$ den Wert $\varkappa_0/\left(1-\frac{E}{E_0}\right)^2$ einführen. Setzt man noch

$$U_{de} = E_0\, d \tag{10}$$

und schreibt für den aus Gl. (6b) oder Gl. (8) folgenden Wert der Durchschlagsspannung bei reiner Wärmewirkung die Bezeichnung U_{dw}, so folgt

$$U_d^2 = U_{dw}^2\left(1-\frac{U_d}{U_{de}}\right)^2$$

oder

$$U_d = \frac{U_{dw}}{1+\frac{U_{dw}}{U_{de}}}. \tag{11}$$

Bei Berücksichtigung des elektrischen Feldes wird also die Durchschlagspannung U_d kleiner als bei reiner Wärmewirkung. Nach Gl. (8) ist U_{dw} proportional $\sqrt{d}$:

$$U_{dw} = a\sqrt{d}, \qquad \text{mit} \qquad a = \sqrt{\frac{2k}{\varkappa_0 \gamma \beta e}}. \tag{8a}$$

[1] Bei großer Plattendicke nähert sich die Durchschlagspannung einem Grenzwert. Diesen ergibt eine Theorie von V. FOCK, [Arch. Elektrotechn. Bd. 19 (1927) S. 71], der einen vollkommen homogenen Isolator voraussetzt, bei dem der Wärmestrom senkrecht zur Plattendicke zu den Elektroden läuft und von hier an die Umgebung abgeleitet wird.

[2] W. ROGOWSKI: Der Durchschlag fester Isolatoren, Arch. Elektrotechn. Bd. 13 (1924) S. 153.

Dagegen ist U_{de} proportional d [nach Gl. (10)]. Wir setzen dies in Gl. (11) ein und erhalten

$$U_d = \frac{a E_0 d}{a + E_0 \sqrt{d}}. \tag{11a}$$

In Bild 13 ist die Abhängigkeit der 3 Größen U_{de}, U_{dw} und U_d als Funktion der Plattendicke dargestellt.

Bei einer gewissen, kritischen Plattendicke

$$d_k = \frac{2k}{\varkappa_0 \gamma \beta e E_0^2} \tag{11b}$$

schneidet die Gerade U_{de} die Parabel U_{dw}. Unterhalb von d_k ist die Feldwirkung in der Hauptsache maßgebend für den Durchschlag; oberhalb von d_k dagegen die Wärmewirkung. Bei sehr dünnen Platten reicht die Wärmeerzeugung in den winzigen hot spots für den Durchschlag nicht aus; hinzu kommt auch noch die bessere Abkühlung durch die Elektroden. In der Tat ergibt die Gl. (11a) für kleine Werte von d, bei denen man im Nenner das zweite Glied gegenüber dem ersten vernachlässigen kann,

$$U_d \approx E_0 d = U_{de} \tag{11c}$$

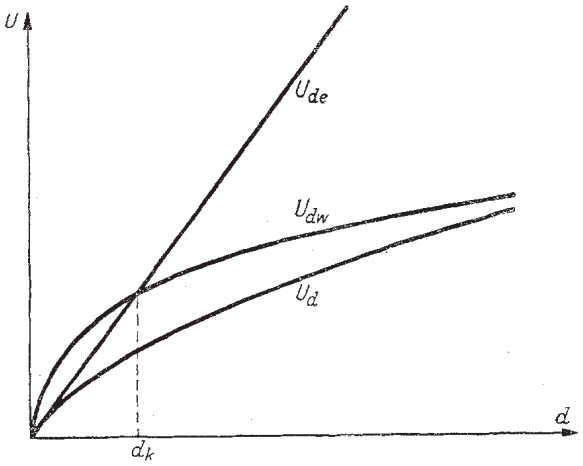


Bild 13. Abhängigkeit der Durchschlagspannung von der Plattendicke beim elektrischen, thermischen und wärmeelektrischen Durchschlag.

d. h. die Kurve U_d tangiert die Gerade U_{de} im Nullpunkt. In dem Bereich der Geltung der Gl. (11c) haben wir es also mit dem rein elektrischen Durchschlag zu tun. Die Durchschlagspannung ist hier proportional der Plattendicke, ein Ergebnis, das von vielen Autoren für dünne

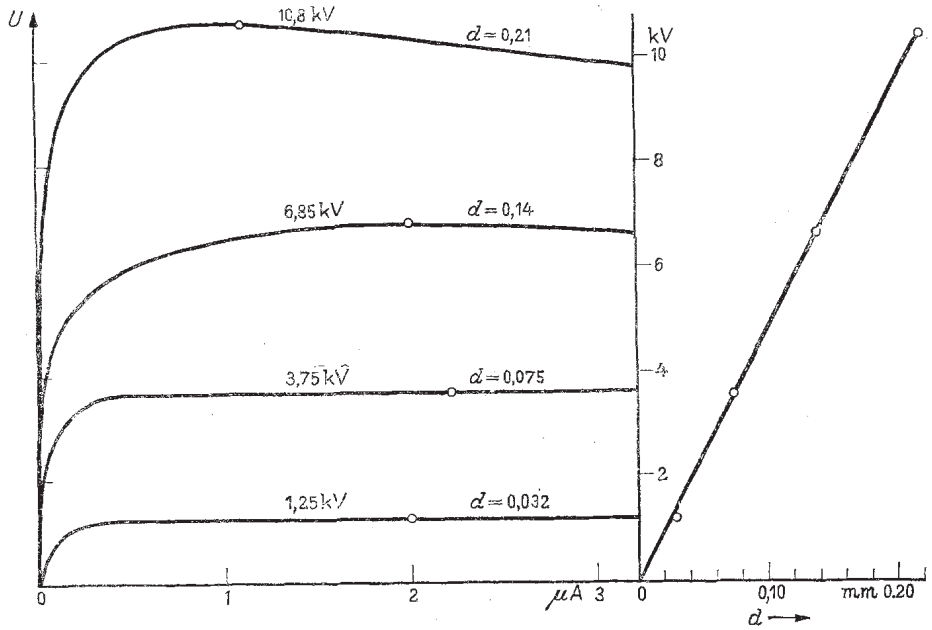


Bild 14. Kennlinien von dünnen Schichten Guttapercha; Einfluß der Schichtdicke.

Folien festgestellt worden ist. Ich selbst habe es seinerzeit auch gefunden[1] (s. Bild 14), es aber damals nicht richtig erklärt.

Bei extrem dünnen Folien ist die Durchschlagsfeldstärke E_0 kein Festwert mehr, sondern wächst mit abnehmender Dicke, zuletzt so, daß die Durchschlagsspannung $E_0 d$ konstant ist. Nach der Theorie der Stoßionisierung ist das verständlich.

[1] Siehe die in Fußnote 1 (S. 219) angegebenen Arbeiten.

Man hat versucht für reine Stoffe von einfacher Struktur (Kristalle) aus allgemeinen Überlegungen die Feldstärke E_0 zu berechnen, bei der das äußere elektrische Feld die inneren Kräfte überwindet, die die entgegengesetzt geladenen Elementarbausteine zusammenhalten[1]. Man kommt dabei auf die Größenordnung

$$E_0 \approx 10^8 \text{ V/cm}.$$

Daß die wirklich beobachtete Durchbruchsfeldstärke im allgemeinen um 2 bis 3 Zehnerpotenzen niedriger liegt, kann durch die Unvollkommenheiten der Kristallstruktur (Spalten, Lockerstellen) erklärt werden. A. JOFFE konnte aber zeigen, daß der genannte obere Grenzwert von E_0 unter besonderen Umständen tatsächlich erreicht wird.

6. Abhängigkeit des Durchschlags von der Zeit.

Um die zeitliche Entwicklung des Wärmedurchschlags zu verfolgen, knüpfen wir wieder an das Bild 10 an. Die nur für den Dauerzustand und für sehr langsame Änderungen geltende Wärmebilanz

$$N_1 = N_2$$

ist jetzt auf der rechten Seite durch ein Glied zu ergänzen, das die im Durchschlagskanal aufgespeicherte Wärmemenge ausdrückt; es lautet

$$c \frac{\mathrm{d}\vartheta}{\mathrm{d}t}.$$

Der Festwert c ist die Wärmekapazität des Kanals. Wir schreiben noch der Kürze halber

$$N_2 = b\vartheta \quad \text{mit} \quad b = 2\pi r d k \tag{12}$$

und erhalten hiermit die Gleichung für die Wärmebilanz

$$N_1 = U I = \frac{U^2}{R} = b\vartheta + c\frac{\mathrm{d}\vartheta}{\mathrm{d}t}. \tag{13}$$

Der Fadenwiderstand R ist auch temperaturabhängig, gemäß Gl. (9); wir schreiben

$$R = \bar{R}_0 \, \mathrm{e}^{-\beta\vartheta} \quad \text{mit} \quad \bar{R}_0 = R_0 \left(1 - \frac{E}{E_0}\right)^2. \tag{14}$$

$\bar{R}_0$ enthält also noch die Abhängigkeit des Widerstandes von der Feldstärke.

Den zeitlichen Verlauf der Temperatur erhält man durch Integration der Gl. (13):

$$t = c \int_0^{\Theta} \frac{\mathrm{d}\vartheta}{(U^2/\bar{R}_0)\,\mathrm{e}^{\beta\vartheta} - b\vartheta},$$

t ist die Zeit, die bis zum Erreichen einer gegebenen Temperatur Θ vergeht. Um die Bedeutung dieser Gleichung leichter zu erkennen, formen wir sie durch Einsetzen der Durchschlagspannung U_d um; außerdem führen wir eine neue Integrationsvariable

$$z = \beta\vartheta \tag{15}$$

ein. Hiermit ergibt sich

$$t = \frac{c}{b} \int_0^{\beta\Theta} \frac{\mathrm{d}z}{\left(\frac{U}{U_d}\right)^2 \mathrm{e}^{z-1} - z}. \tag{16}$$

Wenn die Spannung U unterhalb der Durchschlagspannung U_d liegt, kann man die Integration höchstens bis zu derjenigen Temperatur $\Theta = \vartheta_1$ durchführen, bei der der Nenner auf der rechten Seite verschwindet. Sie entspricht dem stabilen Gleichgewichtspunkt P in Bild 11;

[1] Siehe z. B. A. GEMANT: Elektrophysik der Isolierstoffe, S. 190, Berlin 1930. Dort findet man auch Angaben über alle einschlägigen Arbeiten.

hierbei wird $t = \infty$, entsprechend dem Umstande, daß diese Temperatur asymptotisch erreicht wird (s. Bild 1).

Für $U = U_d$ tritt das Verschwinden des Nenners in Gl. (16) bei $z = 1$ ein; dem entspricht die Labilitätstemperatur $\Theta = 1/\beta$; auch hierfür wird noch $t = \infty$.

Wenn aber $U > U_d$ ist, kann der Nenner in Gl. (16) nicht verschwinden. Das Integral konvergiert bis zur Grenztemperatur $\Theta = \infty$, die den Durchschlag bedeutet. Die bis dahin vergangene Zeit ist mithin

$$t_d = \frac{c}{b} \int_0^\infty \frac{\mathrm{d}z}{\left(\frac{U}{U_d}\right)^z \mathrm{e}^{z-1} - z}. \qquad (17)$$

Bild 15 veranschaulicht den Verlauf der Durchschlagzeit t_d für verschiedene Werte des Verhältnisses U/U_d der angelegten Spannung U zur Durchschlagspannung U_d. Bei großen Werten von U/U_d kann man das zweite Glied im Nenner von Gl. (17) vernachlässigen. Das Integral ist dann sehr einfach zu berechnen und ergibt

$$t_d \approx \frac{c\,\mathrm{e}}{b}\left(\frac{U_d}{U}\right)^2. \qquad (17a)$$

t_d nimmt noch schneller ab als $1/U^2$, weil auch U_d wegen der Feldwirkung abnimmt; es ist nämlich (s. Abschnitt 5)

$$U_d = U_{dw}\left(1 - \frac{E}{E_0}\right) = U_{dw}\left(1 - \frac{U}{E_0 d}\right). \qquad (17b)$$

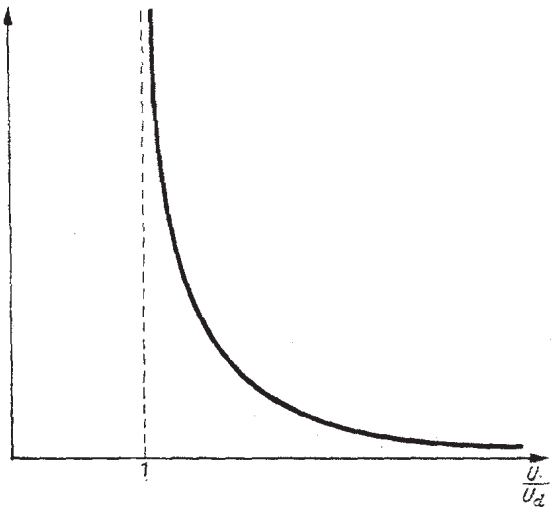


Bild 15. Abhängigkeit der Durchschlagspannung von der Zeit.

7. Der Durchschlag bei Wechselspannung.

Die Kenntnis der Bedingungen für den Durchschlag bei Wechselspannung ist praktisch von großer Bedeutung, da weitaus die meisten Hochspannungsanlagen mit Wechselspannung betrieben werden. Aber auch vom theoretischen Standpunkt ist die Untersuchung der Durchschlagsgesetze bei Wechselspannung von besonderem Interesse, da hiervon tiefe Einblicke in den Durchschlagmechanismus zu erwarten sind.

Die bis 1932 bekanntgewordenen Ergebnisse der Untersuchungen über den Durchschlag bei Wechselspannung waren höchst widerspruchsvoll und ergaben keinerlei Klarheit. Erst die im Heinrich-Hertz-Institut für Schwingungsforschung von Dr. PAUL PERLICK[1] äußerst sorgfältig durchgeführte Experimentalarbeit brachte Ordnung in das bis dahin recht verworrene Bild der Erscheinungen. Es zeigte sich, daß die große Mehrzahl der früheren Ergebnisse durch die Feldverzerrung an den Elektrodenrändern, durch Glimmentladungen und andere Einflüsse gröblich verfälscht ist. Es gelang Herrn PERLICK in mühsamer Kleinarbeit alle diese Fehlerquellen zu beseitigen, wobei Herr Dr. ANDREAS GEMANT mit seiner großen Geschicklichkeit und Erfahrung im Experimentieren wesentliche Hilfe geleistet hat. Die Beschreibung der experimentellen Anordnungen, die schließlich zum Ziele führten, und die je nach den Besonderheiten der verschiedenen Isolierstoffe variiert werden mußten, würde hier viel zu weit führen; man kann diese sehr wichtigen und interessanten Einzelheiten der Experimentierkunst in der PERLICKschen Dissertation nachlesen.

Die Versuchsergebnisse von PERLICK, von denen ich im folgenden einen Ausschnitt gebe, lassen deutlich erkennen, ob ein Wärmedurchschlag oder ein elektrischer Durchschlag vorliegt; sie zeigen auch sehr schön den Übergang von der einen Durchschlagsart zur anderen, der bei Veränderung der Versuchsbedingungen eintritt.

Eine der ersten Fragen, die bei dieser Untersuchung zu lösen waren, betraf den Übergang zwischen Gleichspannung und 50periodiger Wechselspannung hinsichtlich der Durchschlags-

[1] P. PERLICK: Der Frequenzgang der Durchschlagspannung bei festen Isolierstoffen im Bereich 0 bis 10^6 Hz; Diss. der Technischen Hochschule Berlin 1934; siehe auch P. PERLICK: Der Durchschlag bei festen Isolierstoffen; Arch. d. elektr. Übertragg. Bd. 2 (1948) S. 174—185.

festigkeit. In einer Reihe von früheren Arbeiten hatte sich für Gleichspannung ein erheblich größerer Durchschlagswert als für Wechselspannung ergeben, auch wenn man den Höchstwert der Wechselspannungskurve zugrunde legt. Die Frage war: Ist dieser Unterschied reell und wie vollzieht sich der Übergang von 0 auf 50 Hz?

Theoretisch war folgendes zu erwarten:

Bei rein elektrischem Durchschlag ist die Durchschlagspannung unabhängig von der Frequenz; maßgebend ist der Höchstwert der Wechselspannungskurve; dieser stimmt überein mit der Durchschlagspannung bei Gleichspannung.

Der Gleichspannungswert kann höher liegen, wenn in dem Dielektrikum eine Polarisationsspannung auftritt, durch deren Gegenwirkung das Feld im Innern des Isolierstoffes verkleinert wird. Da die Polarisationsspannung von der Temperatur abhängt, kann hierdurch auch eine Abhängigkeit der elektrischen Durchschlagsfeldstärke von der Temperatur vorgetäuscht werden. BUEHL und v. HIPPEL[1], sowie G. MALMLÖW[2] haben Beobachtungen dieser Art an Kalium-

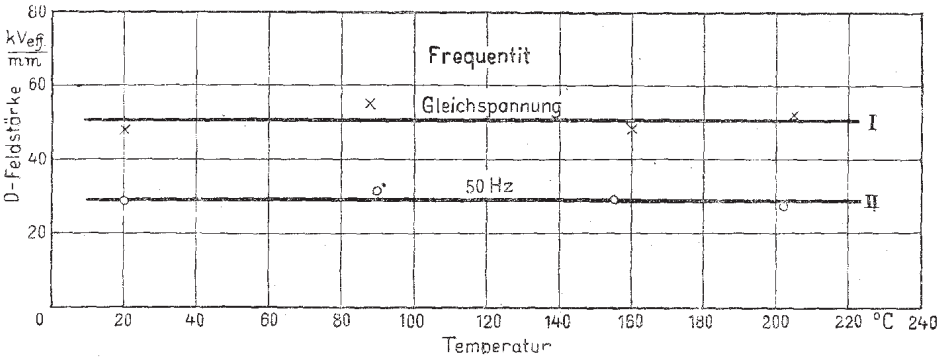


Bild 16. Temperaturgang der Durchschlagsfeldstärke von Frequentit bei Gleich- und Wechselspannung (rein elektrischer Durchschlag).

bromidkristallen mitgeteilt. Bei den Messungen von P. PERLICK sind derartige Erscheinungen nicht hervorgetreten. In allen Fällen, in denen beim elektrischen Durchschlag der Durchschlagswert bei Gleichspannung höher zu liegen schien als der Höchstwert der Wechselspannungskurve, beruhte der Unterschied auf parasitischen Entladungen und anderen Fehlerquellen; er verschwand vollständig nach der Beseitigung dieser Fehler durch eine bessere Versuchstechnik.

Beim reinen Wärmedurchschlag ist der Effektivwert der Wechselspannung maßgebend für den Durchschlag. Da in dem Isolierstoff im Wechselfeld zusätzliche Verluste durch dielektrische Nachwirkung auftreten, die mit der Frequenz zunehmen[3], verschiebt sich der Labilitätspunkt mit steigender Frequenz nach kleineren Spannungen; d. h. die Durchschlagspannung sinkt, wenn die Frequenz zunimmt. Falls die zusätzlichen Verluste schon bei 50 Hz eine Rolle spielen, liegt der Effektivwert der Durchschlagspannung bei dieser Frequenz unter dem Gleichspannungswert der Durchschlagspannung. Der Effektivwert nähert sich diesem Wert, wenn man den Durchschlag bei immer kleineren Frequenzen vor sich gehen läßt. Zur Untersuchung dieser Frage hat Herr PERLICK einen Wechselspannungsgenerator nach dem Stromwenderprinzip gebaut; mit ihm konnten die Durchschlagspannungen im Bereich von 0,08 bis 5 Hz gemessen werden. Für das Gebiet zwischen 10 und 10000 Hz standen Maschinen nach dem gewöhnlichen Induktionsprinzip zur Verfügung. Höhere Frequenzen bis 10^6 Hz wurden mit Röhrenoszillatoren erzeugt. Nach dem Ausscheiden des Herrn PERLICK aus dem Heinrich-Hertz-Institut hat Herr Dr. RUDOLF BECKER in diesem Institut die Durchschlagsmessungen bis in das Gebiet der Ultrakurzwellen weitergeführt[4].

[1] R. C. BUEHL u. A. VON HIPPEL: Phys. Rev. Bd. 56 (1939) S. 941.

[2] G. MALMLÖW: Ark. Mat., Astronom. Fysik, B, Bd. 30, Nr. 1.

[3] Vgl. hierzu K. W. WAGNER: Zur Theorie der unvollkommenen Dielektrika. Ann. Phys., Leipzig Bd. 40 (1913) S. 817. — Erklärung der dielektrischen Nachwirkung auf Grund Maxwellscher Vorstellungen. Arch. Elektrotechn. Bd. 2 (1914) S. 371. — Dielektrische Eigenschaften von verschiedenen Isolierstoffen. Arch. Elektrotechn. Bd. 3 (1914) S. 67.

[4] R. BECKER: Messung von Durchschlagsfeldstärken fester Isolierstoffe im Frequenzbereich 1 MHz bis 15 MHz. Diss. an der Technischen Hochschule Berlin; abgedruckt im Arch. Elektrotechn. Bd. 30 (1936) S. 411.

Die Versuchsergebnisse haben die theoretischen Erwartungen in jeder Hinsicht bestätigt. Aus dem vorliegenden reichen Material gebe ich im folgenden einen kleinen Ausschnitt. Herr PERLICK hat bei seinen Versuchen auch die Temperatur in ziemlich weiten Grenzen variiert, wodurch ein besonders guter Einblick in die Durchschlagsverhältnisse gegeben wird.

Bei dem keramischen Stoff Frequenzit, der sich durch sehr kleine Leitfähigkeit und sehr geringe Verluste auszeichnet, liegt rein elektrischer Durchschlag vor. Dies zeigt Bild 16. Die Durchschlagsfeldstärke ist in dem ganzen untersuchten Bereich von der Temperatur unabhängig. Die Durchschlagwerte bei Gleichspannung entsprechen ungefähr dem Maximalwert der Wechselspannung (s. auch Bild 28). Dasselbe Ergebnis wurde bei dem Stoff „Heizmikanit" der Firma Jaroslaw in Berlin gefunden (Bild 17).

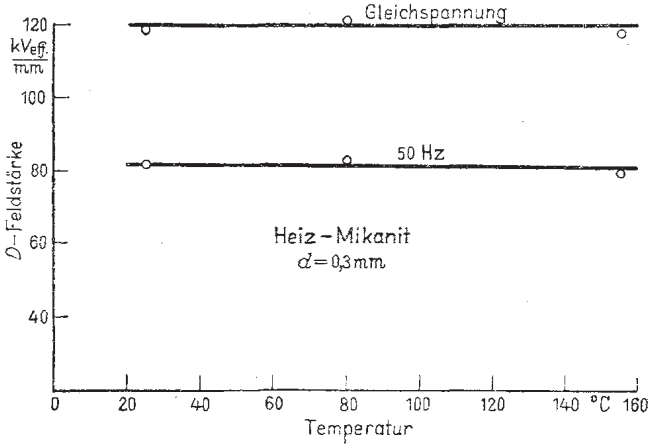


Bild 17. Durchschlagsfeldstärke von Platten aus Heizmikanit bei Gleich- und Wechselspannung.

Für die 0,4 mm dicke Isolation eines Emaille-Lack-Drahtes ergaben sich die in Bild 18 dargestellten Kurven; I zeigt die Durchschlagswerte bei Gleichspannung, III die effektive Durchschlagspannung bei 50 Hz. Unterhalb etwa 18° C ist der Durchschlag rein elektrisch; daher stimmt hier der Maximalwert der Wechselstromkurve (Linie II) mit dem Gleichstromwert

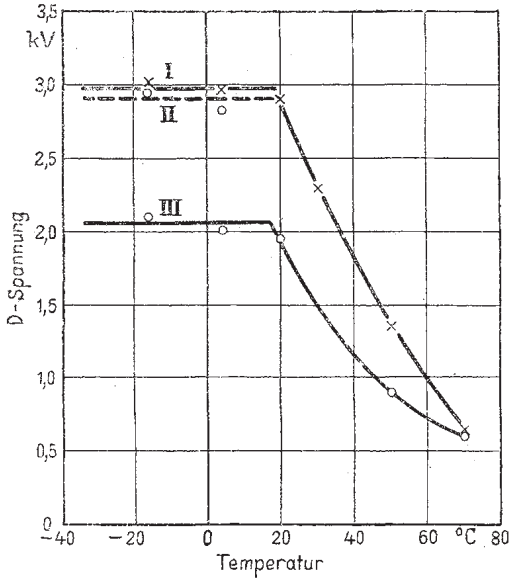


Bild 18. Durchschlagspannung der Isolierschicht eines Emaille-Lackdrahtes bei verschiedenen Temperaturen. Übergang des rein elektrischen Durchschlags in den Wärmedurchschlag.

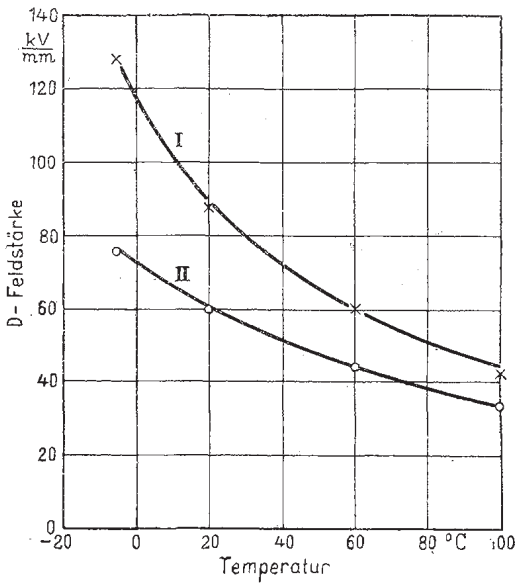


Bild 19. Reiner Wärmedurchschlag von Pertinax bei Gleich- und Wechselspannung.

überein. Oberhalb 18° C liegt Wärmedurchschlag vor, wobei die Feldwirkung bei den niederen Temperaturen noch eine erhebliche Rolle spielt, mit steigender Temperatur überwiegt die Wärmewirkung mehr und mehr; von etwa 70° C an hat man reinen Wärmedurchschlag.

Beim Pertinax, das in Form von Platten und Röhren untersucht wurde, zeigte sich reiner Wärmedurchschlag in dem ganzen Temperaturgebiet von −5 bis +100° C (Bild 19). Daß der Effektivwert der Wechselspannung von 50 Hz (Kurve II) erheblich unter der Gleichspannung liegt, hat seinen Grund in den Zusatzverlusten, die schon bei 50 Hz beträchtlich sind. Geht man mit der Frequenz herunter, so nehmen die Verluste ab, und der Effektivwert der Durch-

schlagspannung nähert sich vollkommen stetig der Gleichspannung, wie das später zu besprechende Bild 27 zeigt.

Die Versuchsergebnisse mit Glimmer (Bild 20) sind recht bemerkenswert. Wegen der hohen Durchschlagsfestigkeit wurden dünne Plättchen untersucht, und zwar vollkommen klare Sorten. Die Werte in Bild 20 beziehen sich auf eine Plattenstärke von 0,04 mm. Die Abnahme der Durchschlagspannung mit wachsender Temperatur zeigt, daß Wärmedurchschlag vorliegt. Wegen der geringen Dicke hat aber auch das elektrische Feld einen erheblichen Einfluß. Man erkennt ihn am Verhältnis der Durchschlagsfeldstärke für Gleichspannung (Kurve II) zu der für Wechselspannung von 50 Hz; Kurve III zeigt die Effektivwerte, Kurve I die Maximalwerte. Bei den niedrigsten Temperaturen, wo der Einfluß des elektrischen Feldes am stärksten hervortritt, liegt die Gleichspannungskurve näher an den Maximalwerten; bei den höchsten Temperaturen nähert sie sich mehr den Effektivwerten, in schöner Übereinstimmung mit den theoretisch zu erwartenden Verhältnissen.

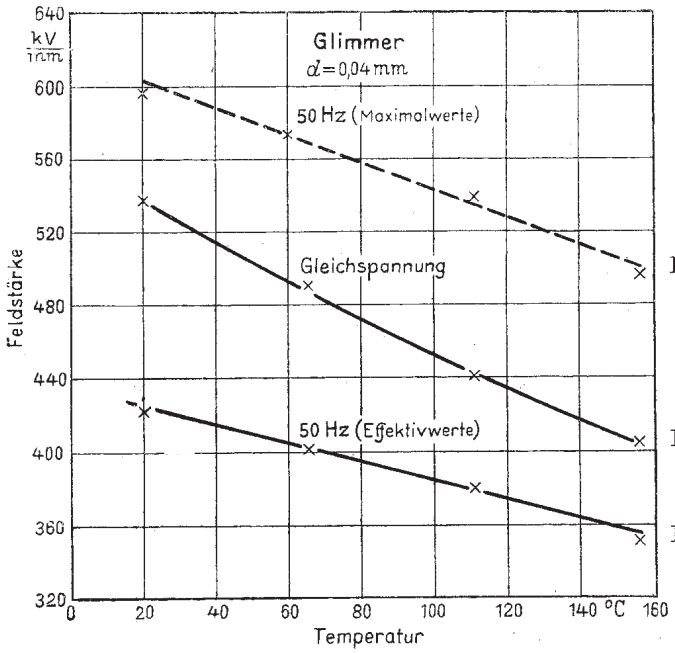


Bild 20. Temperaturgang der Durchschlagsfeldstärke dünner Glimmerschichten bei Gleich- und Wechselspannung; Übergangsgebiet vom elektrischen zum Wärmedurchschlag.

Sehr interessant sind auch die Versuchsergebnisse mit verschiedenen Glassorten. Die Messungen an 0,1 mm dicken Glasplatten (Bild 21) ergaben den typischen Wärmedurchschlag bei allen Temperaturen zwischen 20 und 160° C. Die Durchschlagsfeldstärken für Gleichspannung fallen praktisch zusammen mit den Effektivwerten bei 50 Hz; daß diese noch ein wenig darunter liegen, dürfte durch die dielektrischen Verluste begründet sein.

Bei den Versuchen mit sehr dünnen Glaskugeln (rd. 0,015 mm) hat man oberhalb von 50° C Wärmedurchschlag, darunter den elektrischen Durchschlag; s. Bild 22. Die obere Kurve zeigt die Durchschlagsfeldstärken bei Gleichspannung, die untere Kurve bei Wechselspannung von 50 Hz, und zwar sind die Effektivwerte dargestellt. Im Wärmegebiet fallen beide Kurven praktisch zusammen; im Gebiet des elektrischen Durchschlages deckt sich dagegen der Maximalwert (= 1,4mal Effektivwert) der Wechselspannung mit der Gleichspannung. Auch diese Ergebnisse bilden eine gute Bestätigung unserer theoretischen Vorstellungen vom Durchschlagsvorgang. Hätte man die Versuche mit den dickeren Glasplatten auf tiefere Temperaturen ausgedehnt, so würde man auch bei ihnen den Übergang vom Wärmedurchschlag zum elektrischen Durchschlag beobachtet haben.

8. Frequenzgang der Durchschlagspannung.

Beim rein elektrischen Durchschlag bildet sich die Ionenlawine so schnell aus, daß erst bei sehr hohen Frequenzen eine Abhängigkeit der Durchschlagspannung von der Frequenz zu erwarten ist. Experimentelle Untersuchungen hierüber liegen meines Wissens noch nicht vor. Im Gebiet des Wärmedurchschlages muß die Durchschlagspannung mit wachsender Frequenz abnehmen, und zwar um so schneller, je höher die dielektrischen Verluste sind. Hierauf hatte ich bereits in meiner ersten Veröffentlichung (s. Fußnote 1, S. 219) hingewiesen, diese Abhängigkeit näherungsweise berechnet und experimentell bestätigt gefunden (s. Bild 23). Die sehr eingehenden und genauen Untersuchungen, die Herr PERLICK in einen ausgedehnten Frequenz-

bereich ausgeführt hat, boten den Anreiz, die Theorie etwas weiter auszugestalten und an Hand der Versuchsergebnisse zu prüfen. Dies ist in einer Arbeit von A. GEMANT und mir durchgeführt worden[1]. Dabei hat sich ergeben, daß man den Frequenzgang in einem weiten Bereich von Temperaturen (−5 bis 120° C) und von Frequenzen (0,1 bis 10^6 Hz) quantitativ vorausberechnen kann, wenn man die Temperatur- und Frequenzabhängigkeit von Leitfähigkeit und dielektrischen Verlusten kennt. Ich will hier diese Berechnungen, die sich auf die Isolierstoffe Glas und Pertinax beziehen, nicht wiedergeben, sondern lieber einige allgemeine Überlegungen durchführen, die etwas vereinfacht sind, aber doch alles wesentliche enthalten.

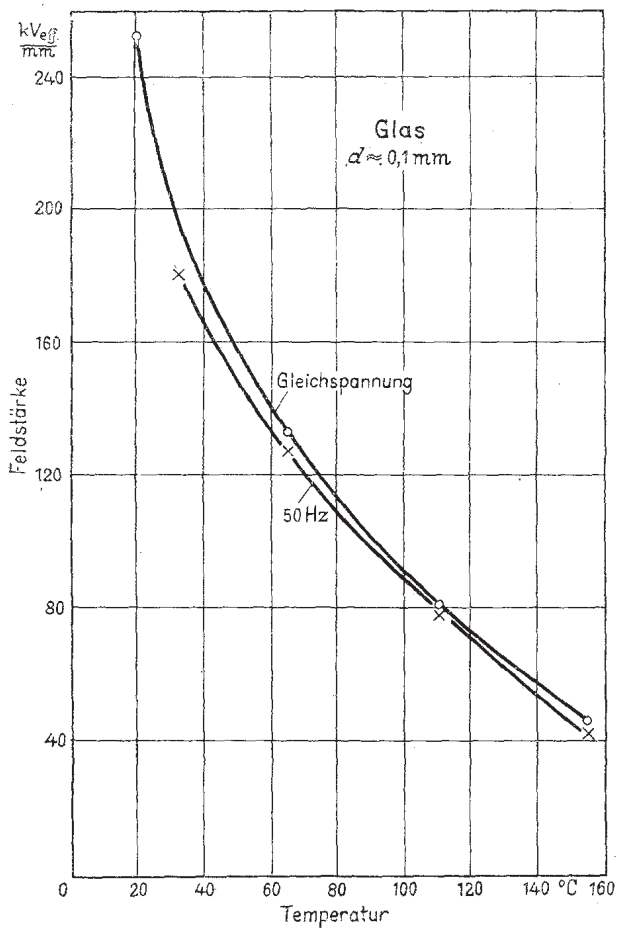


Bild 21. Reiner Wärmedurchschlag bei 0,1 mm dicken Glasplatten bei Gleich- und Wechselspannung im Gebiet von 20 bis 150° C.

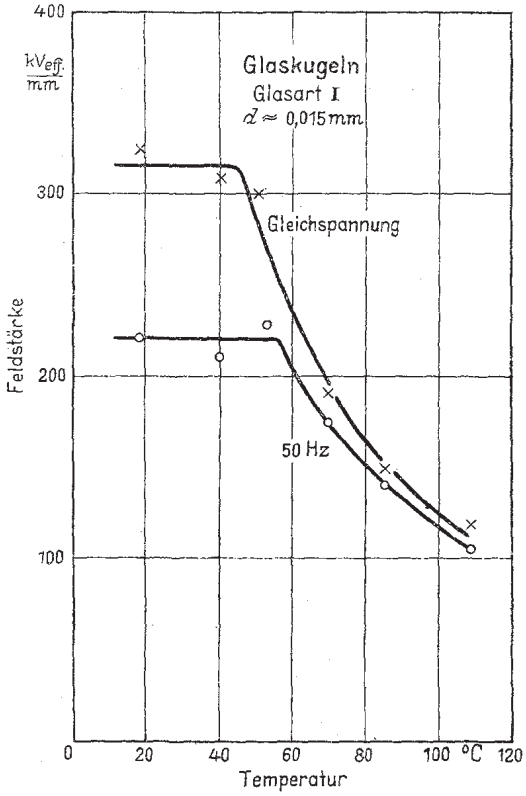


Bild 22. Übergang des elektrischen Durchschlags in den Wärmedurchschlag bei sehr dünnen Glasschichten im Temperaturgebiet um 50° C bei Gleich- und Wechselspannung.

Wir halten uns dabei wieder an den schon früher betrachteten Kanal, in welchem beim Durchschlag die Instabilität eintritt (Bild 10). Im Wechselfeld muß die Wärmebilanz durch die dielektrischen Verluste ergänzt werden. Diese kann man durch die Gleichung ausdrücken

$$N = U^2 \omega C \operatorname{tg} \delta, \tag{18}$$

$\operatorname{tg} \delta$ ist der Verlustfaktor des betreffenden Isolierstoffes. Unser Kanal hat die elektrische Kapazität

$$C = \frac{\varepsilon \pi r^2}{d}, \tag{18a}$$

ε ist die Dielektrizitätskonstante. Die dielektrische Verlustleistung addiert sich zur Jouleschen Wärme, so daß jetzt die im Kanal erzeugte Wärme

$$N_1 = \frac{\pi r^2 U^2}{d} [\varkappa_0 e^{\beta \vartheta} + \omega \varepsilon \operatorname{tg} \delta] \tag{19}$$

ist.

[1] K. W. WAGNER u. A. GEMANT: Der Frequenzgang der Durchschlagspannung im Wärmegebiet. S.ber. preuß. Akad. Wiss., physik.-math. Kl. (1934) IX.

Auch der Verlustfaktor tg δ wächst mit zunehmender Temperatur. In dem in Frage kommenden Gebiet können wir näherungsweise den Ansatz

$$\operatorname{tg}\delta = \eta\, e^{\beta\vartheta} \tag{19a}$$

benutzen[1]; η ist eine Materialkonstante.

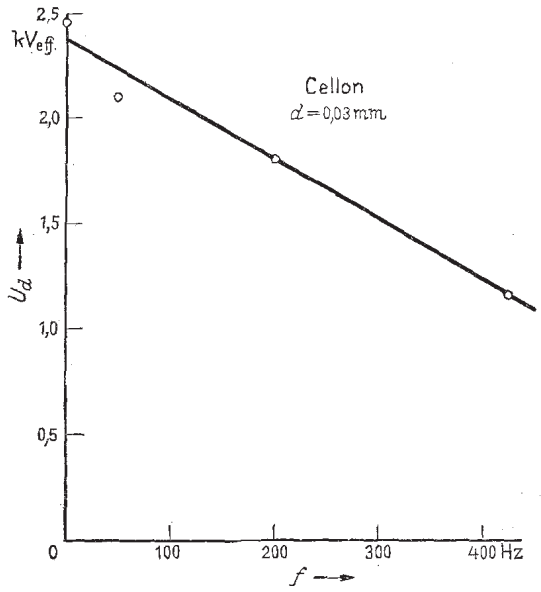


Bild 23. Abnahme der Durchschlagspannung von Cellon mit wachsender Frequenz.

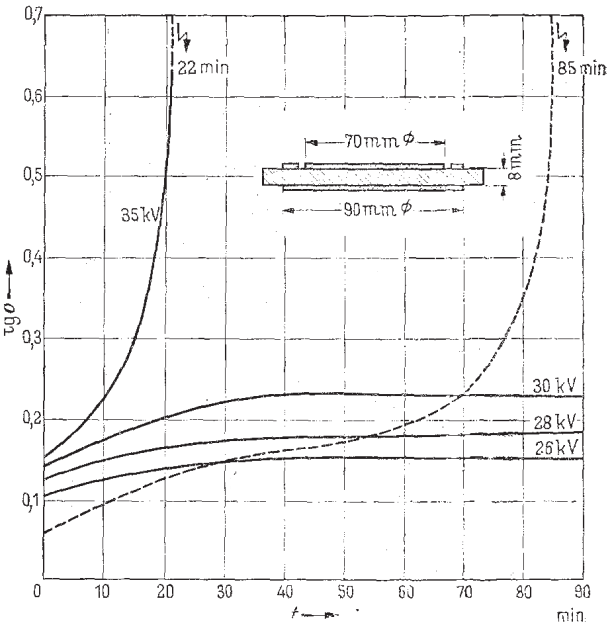


Bild 24. Der dielektrische Verlust als Ursache der Labilität des thermisch-elektrischen Gleichgewichtes nach Durchschlagsversuchen von HANDREK mit Hartpapierplatten.

Die dieser Gleichung entsprechende starke Zunahme der dielektrischen Verluste mit der Temperatur und die hierdurch bei einer bestimmten Spannung eintretende Labilität geht sehr schön auch aus den von H. HANDREK[2] bekanntgegebenen Messungen an Hartpapier bei 50 Hz hervor. Sie sind in Bild 24 wiedergegeben, wo der bei verschiedenen Spannungen gemessene Verlustfaktor tg δ als Funktion der Zeit aufgetragen ist. Der Versuch wurde bei Zimmertemperatur (18° C) ausgeführt. Bei den Meßspannungen von 26, 28 und 30 kV bleibt der Zustand stabil, die Temperatur im Isolierstoff und somit auch der dielektrische Verlust nähert sich einem Endwert. Bei 35 kV Spannung aber wird der Zustand labil, Temperatur und Verlust steigen immer schneller, bis der Durchschlag eintritt. Die Messungen bei den 4 Spannungen wurden hintereinander durchgeführt, was meinen früheren, durch Bild 1 veranschaulichten Versuchsreihen an Papierkabeln entspricht. Dann wurde ein Versuch an einer gleichartigen Probe sofort mit 35 kV Spannung begonnen (gestrichelte Kurve). Auch in diesem Falle tritt Labilität und schließlich Durchschlag ein, nur dauert es länger, da die Vorerwärmung des Isolierstoffs durch die vorhergehenden Beanspruchungen fehlt.

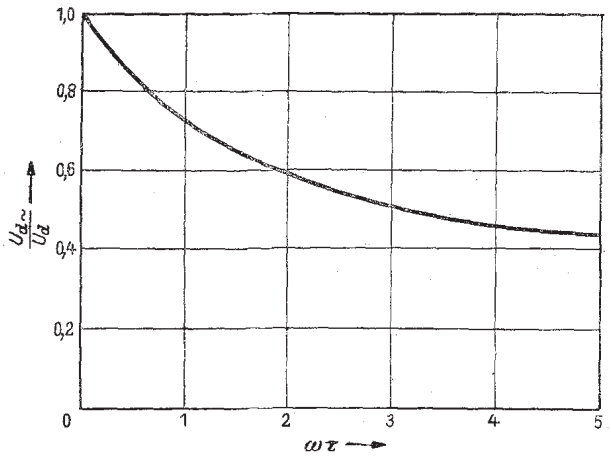


Bild 25. Theoretischer Frequenzgang der Durchschlagspannung.

[1] Für quantitative Berechnungen braucht man genauere Ansätze, s. die in Fußnote 1 (S. 229) genannte Arbeit.

[2] Mitteilungen der Hermsdorf-Schomburg-Isolatoren G. m. b. H. H. 46 (1929) S. 1455.

Aus Gl. (19) u. (19a) ergibt sich

$$N_1 = \frac{\pi r^2}{d} (\varkappa_0 + \omega \varepsilon \eta)\, e^{\beta \vartheta} U^2. \tag{20}$$

Dieser Ausdruck unterscheidet sich von unserem früheren [Gl. (2) u. (5)] nur dadurch, daß

$\varkappa_0$ durch $\varkappa_0 + \omega \varepsilon \eta$

ersetzt ist. Demnach lautet die Gleichung zur Berechnung der Durchschlagspannung [Gl. (8)] nunmehr

$$U_{d\sim} = \sqrt{d} \sqrt{\frac{2k}{(\varkappa_0 + \omega \varepsilon \eta) \gamma \beta e}}$$

$$= U_d \sqrt{\frac{\varkappa_0}{\varkappa_0 + \omega \varepsilon \eta}}$$

oder

$$\frac{U_{1\sim}}{U_d} = \frac{1}{\sqrt{1 + \omega \tau}} \tag{21}$$

mit

$$\tau = \frac{\varepsilon \eta}{\varkappa_0}. \tag{21a}$$

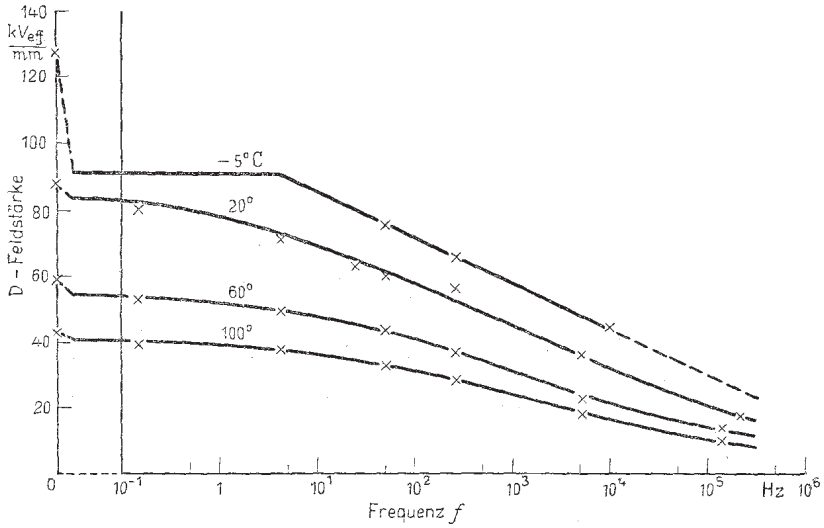


Bild 26. Frequenzgang der Durchschlagsfeldstärke bei Pertinax; allmählicher Übergang vom elektrischen in den Wärmedurchschlag.

τ hat die Dimension einer Zeit und kann als eine Art Zeitkonstante der Isolierstoffe betrachtet werden. Nach Gl. (21) nimmt die Durchschlagspannung mit steigender Frequenz ab. In Bild 25 ist dies dargestellt.

Dieses theoretische Ergebnis entspricht qualitativ dem experimentellen Befund, solange man sich im Gebiet des reinen Wärmedurchschlags bewegt. Für Pertinax, s. Bild 26, trifft das für die Frequenzen oberhalb 50 Hz zu. Bei niedrigeren Frequenzen, besonders aber bei tiefen Temperaturen tritt der Einfluß des elektrischen Feldes mehr und mehr in die Erscheinung; bei −5° C unterhalb 5 Hz hat man den rein elektrischen Durchschlag. Der Sprung zum Gleichspannungswert erklärt sich dadurch, daß in Bild 26 die Effektivwerte der Wechselspannungen aufgetragen sind. Hätten wir die Maximalwerte benutzt, so würde die Kurve für −5° C genau in den Gleichspannungswert hineinlaufen.

In Bild 27 sind dieselben Versuchsergebnisse als Funktionen der Temperatur, mit der Frequenz als Parameter dargestellt. Dieses Bild zeigt besonders eindrucksvoll die große Abhängigkeit der Durchschlagsfeldstärke von Temperatur und Frequenz; ebenso den stetigen Übergang der Effektivwerte der Durchschlagspannung in den Gleichspannungswert, wenn man von den tiefsten Temperaturen absieht.

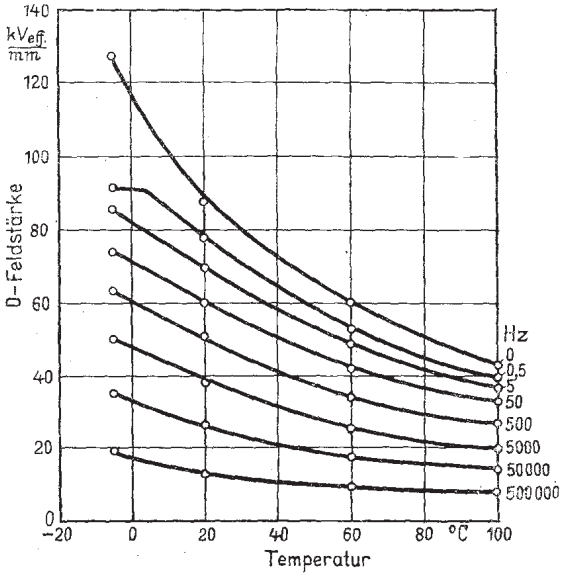


Bild 27. Temperaturgang der Durchschlagsfeldstärke von Pertinax im Bereich von −5 bis 100° C bei Frequenzen von 0 bis 500000 Hz.

Bemerkenswert ist das Bild 28. Es zeigt den Frequenzgang der Durchschlagsfeldstärke, gemessen an 0,5 mm dicken Platten aus Frequentit. Hier hat man es bei niedrigen und mittleren Frequenzen mit rein elektrischem Durchschlag zu tun, wie die vollständige Unabhängigkeit der Durchschlagswerte von Temperatur und Frequenz zeigt. Bei hohen Frequenzen kommt man auch bei diesem verlustarmen Stoff in das Gebiet des Wärmedurchschlags. Der Übergang

tritt bei 205° C bei etwa 2000 Hz ein; bei 20° C aber erst bei 50000 Hz; alles in guter Übereinstimmung mit der Theorie.

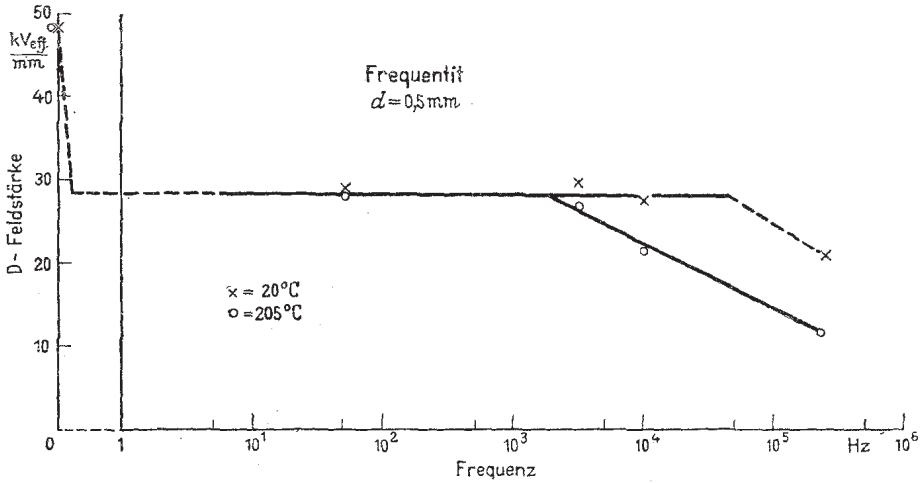


Bild 28. Auch bei Frequentit erhält man Wärmedurchschlag bei genügend hoher Frequenz (man beachte die logarithmische Frequenzteilung).

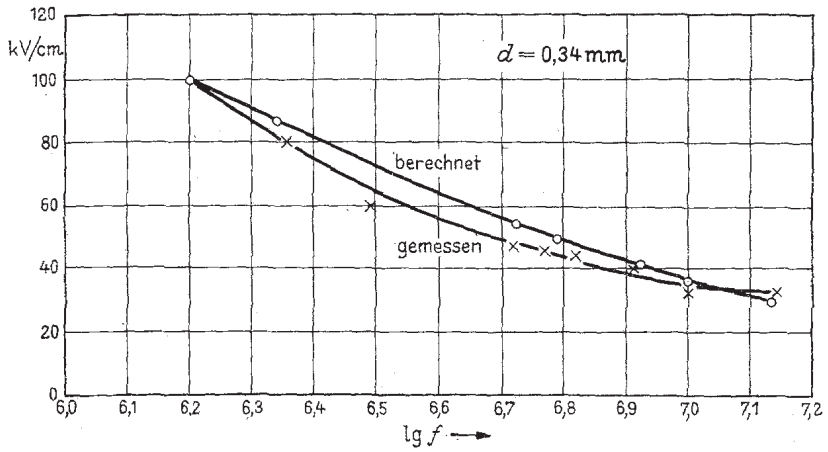


Bild 29. Gemessener und berechneter Frequenzgang der Durchschlagsfeldstärke von Glasplatten bei Hochfrequenz.

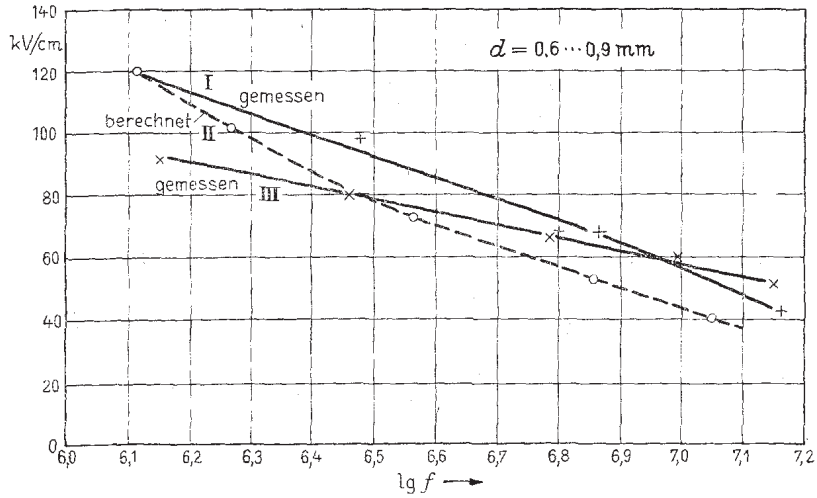


Bild 30. Gemessener und berechneter Frequenzgang der Durchschlagsfeldstärke eines keramischen Isolierstoffs bei Hochfrequenz.

Für die zahlenmäßige Prüfung der Theorie eignen sich besonders die Messungen bei hohen Frequenzen, weil man es hier mit dem reinen Wärmedurchschlag zu tun hat. Derartige

Vergleiche hat R. BECKER in der bereits erwähnten Arbeit[1] durchgeführt. Gemessen wurde der Temperatur- und Frequenzgang der Verluste. Die diesen Gang darstellenden Konstanten wurden zur Berechnung des Frequenzganges der Durchschlagspannung benutzt, und zwar mittels einer Gleichung, die sich aus Gl. (19) ergibt und etwas genauer ist als Gl. (21).

Die Bilder 29 und 30 zeigen Ergebnisse solcher Vergleiche. Die erste bezieht sich auf Glasplatten (0,34 mm dicke Deckgläser der Firma Leitz). Bild 30 zeigt die Durchschlagspannungen von Probestücken aus einem keramischen Isolierstoff (Magnesiumsilikat). Die Kurven I und III stellen die Meßwerte an Proben aus zwei verschiedenen Lieferungen des gleichen Materials dar; Kurve II zeigt den berechneten Frequenzgang.

Schlußwort.

Ich hoffe, mit diesen Darlegungen gezeigt zu haben, daß es in zäher Experimentalarbeit in Verbindung mit physikalischen Überlegungen gelungen ist, in das früher so verworrene Gebiet des elektrischen Durchschlages fester Isolierstoffe Ordnung und Klarheit zu bringen. Wir kennen nunmehr die physikalischen Vorgänge, die den Durchschlag bewirken. Durch diese Kenntnis sind wir in der Lage, die elektrischen Isolationen sicherer und wirtschaftlicher zu bemessen, als es früher möglich war, wo man oft im Dunkeln tappte und nicht wußte, warum eine Isolierung, die sich unter bestimmten Umständen bewährt hatte, unter anderen Umständen versagte. Die Erforschung der Durchschlagserscheinungen ist ein schönes Beispiel, wie theoretische Überlegung und Experimentierkunst zusammengehen müssen, um verwickelte Stoffeigenschaften in ihrer Beziehung zu verschiedenen äußeren Faktoren aufzuklären. Dies aber ist für den technischen Fortschritt die unerläßliche Voraussetzung.

[1] R. BECKER: Messung von Durchschlagsfeldstärken fester Isolierstoffe im Frequenzbereich 1 MHz bis 15 MHz. Diss. an der Technischen Hochschule Berlin; abgedruckt im Arch. Elektrotechn. Bd. 30 (1936) S. 411.

Professor Dr. KARL WILLY WAGNER, (16) Friedrichsdorf i. Taunus, Hauptstr. 61.